

SÉRIE A, N° 3774

N° D'ORDRE :

4625

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

VIOLETTE BRISSON-FOUCHÉ

1^{re} THÈSE. — MESURE AUTOMATIQUE DE LA DIFFUSION MULTIPLE
DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES. APPLICATION A
L'ÉTUDE DE L'ASYMÉTRIE DANS LA DÉSINTÉGRA-
TION $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 2 juin 1959 devant la Commission d'examen.

MM. MORAND.....	<i>Président.</i>
LÉVY.....	} <i>Examineurs.</i>
TEILLAC.....	
LEPRINCE-RINGUET..	<i>Invité.</i>

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1961

SÉRIE A, N° 3774

N° D'ORDRE :

4625

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

VIOLETTE BRISSON-FOUCHÉ

1^{re} THÈSE. — MESURE AUTOMATIQUE DE LA DIFFUSION MULTIPLE
DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES. APPLICATION A
L'ÉTUDE DE L'ASYMÉTRIE DANS LA DÉSINTÉGRA-
TION $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 2 juin 1959 devant la Commission d'examen.

MM. MORAND.....	<i>Président.</i>
LÉVY.....	} <i>Examineurs.</i>
TEILLAC.....	
LEPRINCE-RINGUET.	<i>Invité.</i>

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1961



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	THELLIER	T	Physique du Globe.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	L'HÉRTIER	T	Génétique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	PONCIN	T	Mécanique générale.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	QUELET	T	Chimie organique.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organiques.	JUNG	T	Pétrographie.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	WIERMANN	T	Chimie organique et structurale.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Phys. céleste.
WYART	T	Minéralogie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
TEISSIER	T	Zoologie.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	M. PRUVOST	T	Géologie.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.).
MONNIER	T	Physiologie générale.	HOCART	T	Minéralogie.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
COULOMB	T	Physique du Globe.	GUINIER	T	Physique des solides (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	JOST	T	Physiologie comparée.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
P. DRACH	T	Zoologie.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
EPHROSSI	T	Génétique.	MALAVARD	T	Aviation.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	NORMANT	T	Chimie organique.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BÉNARD	T	Chimie minérale.
LUCAS	T	Recherches physiques.	RUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	DUGUÉ	T	Statistiques math.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
M. MORAND	T	Enseignement de physique.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
SOLEILLET	T	Physique.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
DANJON	T	Astronomie.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	CHADEFAUD	T	Botanique.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.G.).
PETIT	T	Biologie maritime.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	LELONG	T	Mathématiques générales.
EICHORN	T	Biol. végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
DE CUGNAC	T	Biol. végétale (S.P.C.N.).	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
			GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
			GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.G.).
			PISOT	T	Calcul des probabilités.
			E. ROCH	T	Géologie.
			SCHATZMANN	T	Astrophysique.

PROFESSEURS (suite)

TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	BUSER	Biologie animale (P.C.B.)
ZAMANSKY	T	Mathém. générales.	CAMUS	Biologie végétale (P.C.B.)
LENNUIER		Physique (M.G.P.).	CASTAING	Physique générale.
RIZET		Génétique.	CURIEN	Minéralogie et cristallographie.
ROUTHIER		Géologie appliquée.	MOYSE	Physiologie végétale.
M ^{me} TONNELAT	T	Théories physiques.	NOIROT	Évolution des êtres organisés.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.G.).	PANNETIER	Chimie (S.P.C.N.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.	POSSOMPES	Biologie animale (P.C.B.).
AIGRAIN	T	Électrotechnique.	PULLMAN	Chimie théorique.
BRUSSET		Chimie minérale.	TEILLAC	Physique nucléaire et radioactivité.
M. LEVY		Physique théorique.	TONNELAT	Biologie physico-chimique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	VILLE	Économétrie.
M ^{me} HUREL-Py		Biologie végétale (P.C.B.).	WILLEMART	Chimie (P.C.B.).
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	DODÉ	T Chimie.
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides	FREYMAN	T Physique (S.P.C.N.).
LEDERER	T	Chimie des substances organiques naturelles.	PULLMAN	T Biologie végétale (Orsay).
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.	GUINCHET	T Chimie (P.C.B.).
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	ROLLET	T Chimie (P.C.B.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	M ^{me} JOSIEN	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
COTTE	T	Physique (M.P.C.).	CHEVALLEY	T Physique (Orsay).
J.-E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).	ARNOULT	T Physique (P.C.B.).
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.).	CHAPELLE	T Mathématiques (Orsay).
André MICHEL ..	T	Chimie (S.P.C.N.).	DELANGE	T Mathématiques (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.	DENY	T Mécanique théorique des fluides.
ROUAULT	T	Physique générale.	P. GERMAIN	T Géologie
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	G. LUCAS	
BARCHEWITZ		Chimie physique.		
BROSSEL		Physique atomique.		

Secrétaire Général Ch. MONIER

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer ma gratitude à M. le Professeur L. Leprince-Ringuet qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, et s'intéresser à mon travail en me donnant les conseils et les critiques nécessaires.

Je remercie M. J. Crussard et M. L. Jauneau, qui par de nombreuses discussions et suggestions, m'ont apporté une aide précieuse.

La plus grande partie de ce travail a été faite en collaboration avec Mme C. Bohy. Qu'elle trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour sa participation très active et très amicale à la réalisation de l'appareil et à tout le travail de mesures et de calculs.

Pour la partie théorique de cet exposé, j'ai eu recours à M. B. d'Espagnat qui m'a aidée de ses nombreux conseils et critiques, et à M. L. Michel, qui m'a communiqué de précieux renseignements.

Je remercie vivement tous ceux qui m'ont apporté leur aide dans la construction de l'appareil : MM. J.-C. Brisson, D. Morellet, B. Devin, F. Bohy, ainsi que M. P. Ferrand et l'équipe du Van de Graaff de l'École Polytechnique qui m'ont aidée matériellement ; MM. Amailland et Quérel, aides techniques du laboratoire, ont réalisé les parties mécaniques de l'appareil.

Je remercie également Mme C. Séropian, qui a effectué la recherche au microscope des phénomènes à mesurer, ainsi que Mlles M. Ducros, M.-M. Rançon et H. Noir qui ont mis en pages le manuscrit.

Il me reste à remercier le Professeur Telegdi qui m'a transmis des plaques irradiées près du synchrocyclotron de Chicago.

Ce travail a pu être effectué grâce à une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique.

MESURE AUTOMATIQUE
DE LA DIFFUSION MULTIPLE
DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES
APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'ASYMÉTRIE
DANS LA DÉSINTÉGRATION $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ ⁽¹⁾

Par Mme VIOLETTE BRISSON-FOUCHÉ

INTRODUCTION

La technique des émulsions photographiques continue à rendre d'appréciables services pour la recherche en physique nucléaire. Elle présente sur les autres méthodes utilisées (chambres de Wilson, chambres à bulles électronique) l'avantage de permettre des mesures très précises sur les traces laissées par les particules, et de constituer un milieu assez dense susceptible d'arrêter des particules de grande énergie avec une épaisseur relativement faible.

Malheureusement, l'observation et la mesure des phénomènes, une fois la plaque développée, sont deux opérations assez longues et délicates. Or, nous n'en sommes plus au temps où l'on cherchait « le phénomène »... Il s'agit maintenant de faire des déterminations très précises de masses, d'énergies, de vies moyennes, de distributions angulaires, sur les phénomènes découverts depuis un certain temps, mais encore mal connus. Aussi la valeur d'une expérience dépend-elle beaucoup de la statistique. Or, les méthodes de mesure utilisées jusqu'alors dans la technique des émulsions ne sont guère adaptées à

⁽¹⁾ Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 2 juin 1959 devant la Commission d'examen.

cette sorte de course contre la montre. Depuis plusieurs années, la méthode photométrique de mesure d'ionisation a été employée par de nombreux expérimentateurs. Plus récemment, un appareil de dépouillement automatique a été construit à Rome. Mais, pour les mesures de diffusion multiple, encore plus longues et fastidieuses que les mesures d'ionisation, rien encore n'avait été prévu. C'est pourquoi, parallèlement à d'autres expérimentateurs, nous avons essayé de construire un appareil qui limite le plus possible l'intervention de l'opérateur pour cette sorte de mesure, qui limite aussi le temps nécessaire et qui exécute tous les calculs.

Il fallait un appareil simple, qui conduise la mesure jusqu'au résultat des calculs et ne nécessite pas l'emploi d'une calculatrice électronique (car souvent il est utile de connaître le résultat tout de suite, sans attendre la possibilité d'utiliser l'une de ces calculatrices). D'autre part, il fallait des circuits très stables et de principe simple. Ce sont ces deux exigences qui nous ont guidés vers la solution adoptée, parmi les multiples possibilités qui se présentaient. La description de cet appareil constitue la première partie de ce travail.

La deuxième partie décrit comment nous avons utilisé cet appareil pour essayer de résoudre un problème d'actualité : la variation avec l'énergie de l'asymétrie dans la désintégration $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$. La non-conservation de la parité dans les interactions faibles implique, dans la désintégration :

$$\pi \rightarrow \begin{array}{c} \mu + \nu \\ \longrightarrow e + \nu + \bar{\nu} \end{array}$$

la polarisation du méson μ et de l'électron, et une asymétrie dans la distribution angulaire de l'électron. D'après les hypothèses de Lee et Yang sur le neutrino, le paramètre d'asymétrie de cette distribution doit dépendre, d'une façon bien déterminée, de l'énergie de l'électron. Ce paramètre d'asymétrie a été déterminé expérimentalement en 1957 par plusieurs auteurs pour l'ensemble des électrons de désintégration du μ , mais il restait à savoir comment il dépend de l'énergie. Une telle recherche est longue si l'on utilise les émulsions, dans lesquelles l'énergie des électrons ne peut être estimée que par la mesure de la diffusion multiple. Elle suppose un grand nombre de ces mesures.

Avec l'appareil, cet énorme travail devenait plus abordable. Nous avons utilisé des plaques exposées à un faisceau de π^+ de 40 MeV, dans lesquelles les deux désintégrations du π et du μ se produisent au repos. Nous avons ainsi mesuré 915 événements.

La deuxième partie de ce travail contient d'abord une présentation théorique du problème, ensuite tous les résultats sur ces 915 mesures, dont le sens et la signification physique sont discutés pour finir.

CHAPITRE PREMIER

Rappel sur les mesures de diffusion multiple.

L'angle moyen de diffusion d'une particule ayant traversé l'émulsion photographique est relié à son énergie de la façon suivante :

$$\sqrt{\bar{\theta}_s^2} = k \frac{z}{p\beta c} \sqrt{s}.$$

$\bar{\theta}_s^2$ est la moyenne quadratique des angles entre tangentes mesurés tous les s microns, z est la charge de la particule, p son impulsion et βc sa vitesse ;

— k est un facteur de proportionnalité (1) appelé « facteur de scattering », qui dépend du milieu traversé et qui est une fonction lentement variable de s et de β ;

— en pratique, on mesure les angles θ_c entre cordes successives en projection sur le plan de l'émulsion et l'on prend la moyenne des valeurs absolues.

On a alors, en posant $\alpha_c = \frac{|\bar{\theta}_c|}{\sqrt{s}}$:

$$\alpha_c = \frac{K_c}{p\beta c}. \quad (1)$$

On montre que $|\bar{\theta}_c|$ est proportionnel à $\sqrt{\bar{\theta}_s^2}$. K_c est le facteur de scattering calculé pour les angles projetés entre cordes. Si s est exprimé en unités de 100 μ , α_c et θ_c en degrés et $p\beta c$ en Mev, K_c est voisin de 25.

Mesure de α_c (2). — La méthode choisie est la méthode dite de la flèche : elle consiste à mesurer les ordonnées successives des grains par rapport à un axe fixe (on choisit cet axe voisin de la direction générale de la trace) et à en déduire l'angle entre les cordes menées sur des cellules successives ou non.

L'élimination de la diffusion parasite se fait entre deux estimations de l'angle de scattering faites en utilisant deux cellules différentes, l'une grande et l'angle obtenu contiendra surtout la diffusion vraie et l'autre petite, pour laquelle la diffusion parasite sera prépondérante (méthode employée à Bristol) (4).

On montre que l'angle α_c est alors :

$$\alpha_c = e \sqrt{\frac{|\bar{D}_2|^2 - |\bar{D}_1|^2}{S_2^3 - S_1^3}} \text{ degrés/100 } \mu \quad (2)$$

où :

$e = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{u}{100}$, u étant l'unité de mesures des ordonnées successives qui dépend du réticule et du grossissement utilisés

S_1 = petite cellule (en microns).

S_2 = grande cellule (en microns).

D_1 = deuxième différence entre les ordonnées successives sur la cellule s_1 .

D_2 = deuxième différence entre les ordonnées successives sur la cellule s_2 .

L'erreur est donnée par $\frac{\Delta \alpha_c}{\alpha_c} = \frac{0,88}{\sqrt{n}}$ (5), n étant le nombre de grandes cellules utilisé pour la mesure.

Connaissant α_c , on déduit $p\beta c$ de la formule (1).

Remarques. — La formule (2) est valable pour une trace située dans une émulsion n'ayant subi aucune déformation.

Le facteur de scattering K_c utilisé sera celui calculé pour une mesure faite sans coupures (6), c'est-à-dire sans éliminer les valeurs de D supérieures à $4 \bar{D}$. En effet, nous verrons que l'appareil ne peut effectuer ces coupures et de quelle manière nous avons pu y remédier.

Pratique de la mesure. — On aligne la direction moyenne de la trace parallèlement à l'un des mouvements du microscope et on relève

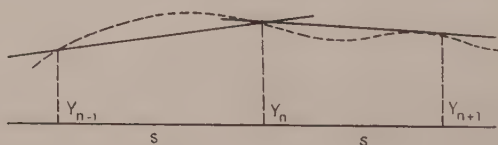


Fig. A.

les ordonnées Y_n tous les s microns. On calcule ensuite successivement :

1° les différences entre les ordonnées successives :

$$y_n = Y_{n-1} - Y_n \text{ premières différences ;}$$

2° les deuxièmes différences entre ces ordonnées :

a) sur la cellule s_1 :

$$D_{n,s_1} = y_{n-1} - y_n ;$$

b) sur la cellule s_2 (ici elle sera toujours égale à $2s_1$) :

$$D_{n,s_2} = (y_{n-3} + y_{n-2}) - (y_{n-1} + y_n).$$

Pour pouvoir calculer α , il faut connaître :

$$\overline{D}_{n,s} = \frac{\Sigma |D_{n,s}|}{2n} \quad \text{et} \quad \overline{D}_{n,2s} = \frac{\Sigma |D_{n,2s}|}{n} \quad (\text{si } s_2 = 2s_1).$$

Les trois quantités à obtenir sont donc :

$\Sigma |D_{n,s}|$, $\Sigma |D_{n,2s}|$ et le nombre n de cellules (de longueur $2s$).

CHAPITRE II

L'appareil.

Le microscope utilisé est un Leitz Ortholux binoculaire muni d'un objectif Leitz 100 KS (ouverture numérique 1,25) et d'un oculaire à réticule mobile 10 X Kellner. Le grossissement obtenu est $100 \times 1,25 \times 10$, le tambour est gradué en 100 divisions, 1 division = $0,0695 \mu\text{m}$. La mesure elle-même s'effectue comme d'habitude : on aligne la direction générale de la trace le long du réticule mobile, selon la direction de l'un des mouvements du microscope (ici, la direction verticale). Une montre micrométrique placée sur ce mouvement permet d'avancer la trace d'une longueur constante et le tambour commandant le réticule permet de placer le fil sur la trace à chaque pointé. Mais l'opérateur n'a plus besoin de noter les ordonnées successives Y_n . L'appareil les enregistre, puis effectue les premières et secondes différences et la somme des valeurs absolues de ces dernières. Ceci sur la cellule de mesure et sur la cellule double. Un compteur mécanique permet de connaître le

nombre de cellules. La formule $\alpha = e \sqrt{\frac{|\overline{D}_{n,2s}|^2 - |\overline{D}_{n,s}|^2}{S_2^3 - S_1^3}}$ donne immédiatement l'angle.

I. — Principe de l'appareil (7).

1° Transformation des y_n en grandeurs électriques. — Un potentiomètre placé sur l'oculaire permet, grâce à un montage spécial décrit plus loin, d'obtenir des tensions électriques proportionnelles au déplacement du fil après chaque pointé, donc aux premières différences.

2° Calculs des deuxièmes différences. — Des condensateurs de capacité égale, montés sur des disques tournants, sont chargés à des tensions proportionnelles aux premières différences successives, puis

par des mises en parallèle convenables, ils prennent une charge finale proportionnelle aux deuxièmes différences.

3° Circuit analyseur. — Les condensateurs sont déchargés dans un circuit comprenant :

— Un pont redresseur de diodes au germanium, donnant la valeur absolue des deuxièmes différences.

— Un amplificateur.

— Un sélecteur d'amplitudes, permettant de mesurer la hauteur de l'impulsion de décharge proportionnelle aux deuxièmes différences et de la transformer en nombre d'impulsions proportionnel à sa hauteur.

4° Enregistrement des deuxièmes différences et addition. — Les impulsions sortant du sélecteur sont mises en forme par un univibrateur, puis enregistrées dans deux échelles de comptage (correspondant aux cellules s et $2s$) qui additionnent toutes les deuxièmes différences successives.

L'ensemble de l'appareil est représenté sur le schéma suivant :

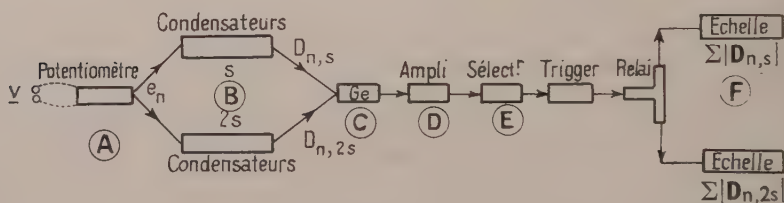


Fig. B.

II. — Description.

1° Premières différences. Potentiomètre. — Un potentiomètre de précision α est monté sur l'axe du tambour de l'oculaire : son curseur est solidaire du réticule mobile ; son corps peut tourner indépendamment du curseur, ce qui permet, après chaque pointé, de ramener le point milieu, relié à la masse, en contact avec le curseur (le retour à cette position déclenche un signal acoustique). La différence de potentiel appliquée aux bornes du potentiomètre est une source de tension continue v stabilisée à ~ 2 p. 1 000. On obtient ainsi, à chaque pointé, une tension proportionnelle aux premières différences $y_n = Y_{n-1} - Y_n$, en valeur algébrique.

2° **Calculs des secondes différences. Condensateurs.** — 1) Cellule s . — a) **PRINCIPE.** — La quantité à obtenir est $D_{n,s} = y_{n-1} - y_n$. Si l'on charge un condensateur sous une tension égale à y_{n-1} et un autre de capacité égale sous une tension $-y_n$ et si ensuite on les met en parallèle, la tension aux bornes de l'ensemble est $1/2(y_{n-1} - y_n) = 1/2D_{n,s}$. En effet, si C est la capacité des condensateurs, la quantité d'électricité emmagasinée dans le premier est :

$$Q_1 = C \cdot y_{n-1},$$

dans le deuxième :

$$Q_2 = -C \cdot y_n.$$

L'ensemble, après mise en parallèle, se comporte comme un condensateur de capacité $2C$, ayant comme quantité d'électricité :

$$Q = Q_1 + Q_2 = C(y_{n-1} - y_n).$$

Chacun des condensateurs pris à part conserve alors $q = \frac{Q}{2} = \frac{C(y_{n-1} - y_n)}{2}$. On voit que, si les capacités ne sont pas égales, la tension aux bornes ne sera plus $y_{n-1} - y_n$, mais $\frac{C_1 y_{n-1} - C_2 y_n}{C_1 + C_2}$. On peut ensuite charger un condensateur à y_n , puis un autre à $-y_{n+1}$; la mise en parallèle permet d'avoir la tension $1/2(y_n - y_{n+1}) = 1/2D_{n+1,s}$ aux bornes de l'ensemble et ainsi de suite. Il suffit de disposer de quatre condensateurs de capacité rigoureusement égale, C_1, C_2, C_3, C_4 et de les soumettre aux opérations suivantes :

Cellules	C_1	C_2	C_3	C_4	$C_2 + C_3$	$C_4 + C_1$
$n - 1$	$-y_{n-1}$	$+y_{n-1}$				$1/2(y_{n-2} - y_{n-1})$
n			$-y_n$	$+y_n$	$1/2(y_{n-1} - y_n)$	
$n + 1$	$-y_{n+1}$	$+y_{n+1}$				$1/2(y_n - y_{n+1})$
$n + 2$			$-y_{n+2}$	$+y_{n+2}$	$1/2(y_{n+1} - y_{n+2})$	
$n + 3$	$-y_{n+3}$	$+y_{n+3}$				$1/2(y_{n+2} - y_{n+3})$
$n + 4$			$-y_{n+4}$	$+y_{n+4}$	$1/2(y_{n+3} - y_{n+4})$	
.....						

2) Cellule double 2s. — a) PRINCIPE. — Ici, la quantité à obtenir est :

$$D_{n,2s} = (y_{n-3} + y_{n-2}) - (y_{n-1} + y_n).$$

On utilise encore quatre condensateurs de capacité égale (et égale à celle des quatre premiers) C'_1, C'_2, C'_3, C'_4 .

— C'_1 est chargé sous la tension $+ y_{n-1}$.

C'_2 est chargé sous la tension $+ y_n$.

Ils sont ensuite mis en parallèle : aux bornes de chacun, la tension est de $(y_{n-1} + y_n)1/2$.

— Auparavant, C'_3 a été chargé sous la tension y_{n-3} .

C'_4 a été chargé sous la tension y_{n-2} .

Ils ont ensuite été mis en parallèle : à leurs bornes, la tension est de $(y_{n-3} + y_{n-2})1/2$.

— Enfin C'_4 et C'_1 sont mis en parallèle avec leurs pôles inversés : aux bornes de chacun, la tension est :

$$1/4[(y_{n-3} + y_{n-2}) - (y_{n-1} + y_n)] = 1/4 D_{n,2s}.$$

— Pour obtenir $D_{n+2,2s}$, on utilise C'_2 déjà chargé à $1/2 y_{n-1} + y_n$ et C'_3 , chargé à $(y_{n+1} + y_{n+2})1/2$. L'ensemble de ces opérations peut être résumé dans le tableau suivant :

Cellules	C'_1	C'_2	C'_3	C'_4	$C'_1 + C'_2$	$C'_3 + C'_4$	$C'_1 - C'_4$	$C'_2 - C'_3$
$n - 3$								
$n - 2$	C		$+ y_{n-3}$					
$n - 1$	H			$+ y_{n-2}$		$\frac{1}{2}(y_{n-3} + y_{n-2})$		$\frac{1}{4}D_{n-2,2s}$
n	A	y_{n-1}			$(y_{n-1} + y_n)\frac{1}{2}$		$\frac{1}{4}D_{n,2s}$	
$n + 1$	R	y_n	$+ y_{n+1}$			$\frac{1}{2}(y_{n+1} + y_{n+2})$		$\frac{1}{4}D_{n+2,2s}$
$n + 2$	G			$+ y_{n+2}$				
$n + 3$	E	y_{n+3}			$(y_{n+3} + y_{n+4})\frac{1}{2}$		$\frac{1}{4}D_{n+4,2s}$	
$n + 4$	S	y_{n+4}	$+ y_{n+5}$			$\frac{1}{2}(y_{n+5} + y_{n+6})$		$\frac{1}{4}D_{n+6,2s}$
$n + 5$				$+ y_{n+6}$				
$n + 6$								

III. — Circuit analyseur.

Le circuit analyseur se compose de trois parties :

- un circuit redresseur, qui prend la valeur absolue de la décharge ;
- un amplificateur ;

— un sélecteur d'amplitudes qui mesure la hauteur de l'impulsion de décharge.

1° Redresseur. — On utilise un pont redresseur de diodes au germanium monté comme l'indique la figure ci-contre.

Ces diodes ont été triées de façon que le pont soit rigoureusement symétrique.



Fig. C.

L'impulsion de décharge à la sortie du pont est toujours positive.

2° Amplificateur. — L'impulsion de décharge passe ensuite à travers un amplificateur Philips GM 4531 à tension continue, dont la linéarité et la fidélité ont été contrôlées.

Une division du tambour correspond alors à 4 V.

3° Sélecteur d'amplitudes. — Il faut maintenant transformer la décharge en un nombre d'impulsions proportionnel à sa hauteur.

Trente néons (Ne 51, G. Electric) sont réunis par une de leurs bornes à l'arrivée de l'impulsion de décharge. Les trente autres bornes sont reliées à un pont de résistances donnant des tensions croissant de 4 V en 4 V. L'établissement du courant dans chaque néon donne une impulsion qui est ensuite enregistrée dans l'échelle de comptage et on obtient n impulsions pour une décharge de $4n$ V ou de n divisions.

On a ajouté une diode au germanium après le condensateur de sortie de chaque néon, pour isoler chaque circuit et empêcher un néon de réagir sur les autres.

4° Mise en forme. — Les impulsions données par les néons sont mises en forme dans un univibrateur (trigger de Schmitt), dont le seuil est réglé de façon à éliminer les impulsions parasites.

5° Relais. — Les $D_{n,s}$ et $D_{n,2s}$ sont analysées dans le même sélecteur (la position des disques au départ est réglée de façon telle que les deux décharges ne se fassent pas en même temps). Un relais coaxial placé après la mise en forme permet d'aiguiller les signaux sur l'entrée de l'échelle correspondante.

IV. — Comptage.

Les deux échelles de comptage sont constituées chacune par trois dékatrons ; elles donnent $\Sigma |D_{n,s}|$ et $\Sigma |D_{n,2s}|$.

Un compteur mécanique enregistre le nombre de cellules.

On a donc immédiatement $< |D_{n,s}| >$ et $< |D_{n,2s}| >$.

CHAPITRE III

I. — Tests faits sur l'appareil.

Il s'agit maintenant de vérifier que l'appareil n'introduit pas d'erreurs systématiques dans les calculs et que les résultats ne sont pas plus dispersés que lors de mesures ordinaires, c'est-à-dire sans appareil.

A. Calcul de la précision obtenue. — La précision du matériel utilisé a été choisie de telle façon que les erreurs apportées par chaque partie de l'appareil soient négligeables : les seuls éléments capables de donner lieu à des fluctuations au cours du temps sont les appareils branchés sur le secteur, c'est-à-dire l'alimentation de potentiomètre, l'amplificateur, l'alimentation du sélecteur. En effet, les défauts de linéarité n'ont pas d'importance, puisque l'appareil a été étalonné, c'est-à-dire que la tension de référence de chaque néon a été réglée pour que le néon s'allume pour une seconde différence donnée. Une autre cause d'erreur provient du fait que les néons du sélecteur ne sont pas parfaitement stables (environ $1/2$ V).

Si l'on tient compte des précisions de l'alimentation du potentiomètre et du gain de l'amplificateur, et du fait que lors d'une mesure avec appareil la quantification ne s'opère qu'au niveau des deuxièmes différences, on peut voir que, dans le cas le plus défavorable, la tension pour laquelle un néon s'allume peut s'écarter au plus de $3 \text{ V } 1/2$ de la valeur prévue, et on peut avoir une différence de 1 néon avec la vraie valeur ; donc l'erreur possible sur $D_{n,s}$ est d'une division. Dans le cas d'une mesure sans appareil, cette erreur peut atteindre 2 divisions.

D'autre part, pendant toute la durée des mesures, les différentes tensions ont été vérifiées tous les 4 ou 5 jours ainsi que les tensions d'allumage des néons. Pratiquement, les réglages n'ont pas eu besoin d'être retouchés.

B. Tests de contrôle. — Après la mise au point finale, une série de tests a permis de vérifier le bon fonctionnement de l'appareil.

Contrôle de fidélité. — Une même série de mesures a été répétée 35 fois et comparée aux résultats sans appareil, qui donnaient $p\beta c = 113 \pm 22$ MeV.

La moyenne des 35 mesures est $\overline{p\beta c} = 112,3 \pm 4,5$ MeV ;

— La même opération a été recommencée 12 fois sur une trace plus énergique :

sans appareil : $p\beta c = 236 \pm 30$ MeV ;

avec appareil : $\overline{p\beta c} = 234 \pm 12$ MeV.

Dans les deux cas l'erreur apportée par l'appareil peut être considérée comme négligeable.

Contrôle de la dispersion des mesures. — Plusieurs secondaires π de mésons χ ou K_{π_2} ($K_{\pi_2} \rightarrow \pi^+ + \pi^0$) déjà identifiés ont été mesurés. L'énergie du π au départ est unique et bien déterminée. La valeur moyenne obtenue, ainsi que la dispersion des mesures autour de cette valeur moyenne, renseignent indirectement sur la qualité de l'appareil. L'énergie théorique du π après un parcours de 2 000 μ (moitié de la longueur mesurée) est $p\beta c = 168$ MeV. La moyenne obtenue pour les 15 π mesurés est : $\overline{p\beta c} = 164 \pm 14$ MeV. Ce résultat est en bon accord avec le résultat attendu.

Les deux premières séries de mesures montrent que l'appareil n'introduit pas d'erreurs systématiques dans les résultats. Les moyennes obtenues pour les calculs faits avec l'appareil sont en effet très proches des valeurs calculées sans appareil.

La distribution obtenue pour les énergies de mésons π n'est pas plus étalée que pour des mesures faites dans des conditions identiques mais de façon classique.

II. — Avantages et inconvénients de l'appareil.

L'appareil ainsi conçu ne présente pas le maximum d'automatisme possible, puisque l'opérateur est encore obligé de regarder dans le microscope pendant toute la mesure. Néanmoins, il présente plusieurs avantages incontestables :

1° Gain de temps : il faut à peu près 6 minutes pour mesurer une trace sur 100 cellules, tous calculs faits. Sans appareil, il faudrait presque une heure, calculs compris.

2° Fatigue moindre : l'opérateur n'a plus besoin de lire les divisions du tambour.

3^o Mesure beaucoup moins fastidieuse puisque l'appareil exécute tous les calculs. D'autre part, les erreurs de calcul, qui ne manquent pas de s'introduire dans des listes aussi longues, sont ainsi supprimées.

Mais il reste tout de même deux choses que l'appareil ne peut faire seul : les coupures correspondant aux trop grands angles et l'élimination statistique des déformations.

Pour éliminer les grands angles de scattering sans avoir besoin de faire des coupures, on réoriente la trace après chacun de ces angles. Le $p\beta c$ est alors la moyenne pondérée des $p\beta c$ obtenus sur chaque tronçon. La validité de cette méthode, testée sur des traces mesurées avec et sans appareil, s'est révélée satisfaisante.

Pour les déformations, on peut utiliser la méthode exposée par Cosyns et Vanderhaegue (8) qui consiste à mesurer directement la flèche due à la déformation, sur chaque longueur de cellule, et à la soustraire quadratiquement à la valeur de $\bar{D}_1^2$ et $\bar{D}_2^2$ (voir aussi thèse A. Lecourtois, 1955) (9.) Dans tout ce travail, les déformations étaient négligeables.

DEUXIÈME PARTIE

La non-conservation de la parité dans les interactions faibles, prédite par Lee et Yang (10) et confirmée en 1956 par l'expérience de Wu *et al.* (11) sur la radioactivité β des noyaux de ^{60}Co orientés, a suscité de très nombreux travaux. Ces travaux portent sur les phénomènes de désintégration dont sont responsables les interactions faibles : désintégration du neutron (ou radioactivité β), désintégration des particules instables. Parmi ces dernières, la plus facile à observer, parce que la plus fréquente, est certainement la chaîne $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

$$\begin{array}{l} \searrow \\ \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \end{array}$$

Au premier abord, on s'est demandé si le neutrino n'était pas seul responsable de cet état de choses ; en effet, dans les désintégrations étudiées les premières ($N \rightarrow P + e + \bar{\nu}$ et $\pi \rightarrow \mu + \nu$) un ou plusieurs neutrinos entrent en jeu. La masse nulle du neutrino et l'hypothèse de Lee et Yang sur l'existence d'un état de polarisation unique pour le neutrino permettent de le décrire par une théorie à 2 composantes au lieu des 4 composantes habituelles de la théorie de Dirac, et l'on sait (Pauli (12)) qu'une telle théorie n'est pas invariante par réflexion d'espace. Cette théorie prédit des asymétries dans les distributions angulaires des produits de désintégration, qui ont été observées expérimentalement. En particulier, dans $\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$, il doit y avoir une asymétrie avant-arrière dans la distribution de l'angle d'émission de

l'électron avec le spin du μ . Cette asymétrie a été mesurée par bien des auteurs (13) (14) (15) (16) (17) (18). La théorie du neutrino à 2 composantes prédit en outre que cette asymétrie doit être une fonction homographique de l'énergie de l'électron émis. Ce point, encore très mal vérifié expérimentalement, est le but de notre travail.

Depuis environ un an, l'on pense que la cause de cette non-conservation de la parité doit être une propriété générale des interactions faibles, plutôt qu'une propriété du seul neutrino puisque l'on a aussi observé des asymétries dans des désintégrations où n'intervient aucun neutrino, les désintégrations d'hypérons (ou de $K\pi$, ou $K\pi$, par exemple). Feynman et Gell Mann (19) ont proposé d'étendre le formalisme de la théorie à 2 composantes à toutes les particules de spin $1/2$. Cette extension à tous les fermions est appelée « invariance par renversement de la masse » ($m \rightarrow -m$) et la parité n'y est pas conservée (20).

Dans ce travail, nous nous intéressons uniquement à la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$, aussi nous nous limitons à l'étude de cette interaction, en utilisant la théorie du neutrino à deux composantes.

CHAPITRE PREMIER

Ce chapitre contient quelques aperçus théoriques destinés à une meilleure compréhension des phénomènes étudiés.

Il comprend d'abord quelques généralités sur la non-conservation de la parité, aboutissant à la forme générale de la probabilité de transition pour une interaction ne conservant pas la parité : puis, tout ceci est appliqué à l'étude de la désintégration du μ polarisé :

— Le calcul de la probabilité de transition donne le spectre d'énergie et la distribution angulaire de l'électron dans le cas général, c'est-à-dire sans aucune hypothèse sur la nature du couplage dans l'interaction.

— L'étude du neutrino, d'après la théorie à 2 composantes de Lee et Yang, théorie ne conservant pas la parité, permet de mettre la fonction d'onde du neutrino sous une forme particulière qui permet de déterminer la nature du couplage, donc de donner des valeurs uniques des constantes du spectre d'énergie et de la distribution angulaire. C'est la vérification de cette forme de la distribution angulaire, valable pour la théorie de Lee et Yang, qui constitue la dernière partie de ce travail.

I. — Non-conservation de la parité.

Forme de la probabilité de transition pour une interaction ne conservant pas la parité.

La réflexion d'espace, ou inversion d'espace, ou symétrie par rapport à l'origine, est une opération P qui transforme $\vec{r}$ en $-\vec{r}$. Elle transforme donc un trièdre droit en trièdre gauche, c'est-à-dire qu'elle est

identique à la symétrie par rapport à un plan (miroir). Il n'est pas évident *a priori* que les propriétés d'un système physique soient invariantes sous l'effet de cette transformation, comme elles le sont sous l'effet des rotations.

Soit $\psi(\vec{r})$ la fonction d'onde d'un système physique $P\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$. Puisque $P^2 = 1$, il s'ensuit que les valeurs propres de P sont ± 1 . Il leur correspond deux fonctions propres $\psi_+(\vec{r})$ et $\psi_-(\vec{r})$:

$$P\psi_+(\vec{r}) = \psi_+(\vec{r}) \quad P\psi_-(\vec{r}) = -\psi_-(\vec{r})$$

On dit que ψ_+ a la parité $+1$, ψ_- a la parité -1 .

Plus généralement, $\psi(\vec{r})$ peut ne pas avoir de parité définie, c'est-à-dire se composer d'une partie paire et d'une partie impaire :

$$\psi(\vec{r}) = \psi_+ + \psi_-$$

D'après un théorème de mécanique quantique, un état stationnaire d'un système est un état propre de P si l'hamiltonien H du système est invariant par rapport à P (par exemple, un potentiel symétrique) ⁽¹⁾. L'équation de Schrödinger entraîne d'autre part la constance de la parité de la fonction d'onde au cours du temps. La conservation de la parité est donc une conséquence de l'invariance de H par rapport à la réflexion d'espace.

Considérons maintenant une transition d'un système Σ_1 vers un système Σ_2 . Cette transition est provoquée par une interaction (caractérisée par un hamiltonien d'interaction H_1).

— Prenons l'exemple de la désintégration β d'un noyau :

Σ_1 est le noyau initial, de parité bien définie. Σ_2 est l'ensemble noyau final + électron + neutrino. Le noyau final a lui aussi une parité bien définie (ce qui veut dire que H est purement scalaire).

— Si l'hamiltonien d'interaction est invariant par rapport à P , Σ_2 a une parité définie, donc le système électron-neutrino est également dans un état propre de P .

— Si l'interaction n'est pas invariante par rapport à P ; le système $(e\bar{\nu})$ n'est pas dans un état propre de l'opérateur P , c'est-à-dire que la fonction d'onde ψ du système $(e\bar{\nu})$ est un mélange de ψ_+ et ψ_- . La probabilité de transition, proportionnelle à $|\psi|^2 = |\psi_+ + \psi_-|^2$, n'est donc pas invariante par rapport à la réflexion d'espace.

Considérons les systèmes Σ'_1 et Σ'_2 images de Σ_1 et Σ_2 dans un miroir (c'est-à-dire transformés de Σ_1 et Σ_2 par l'opération P).

(1) Voir, par exemple, Schiff, p. 38.

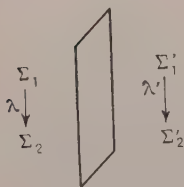


Fig. D.

λ et $\lambda' =$ probabilités de transition.

Si l'interaction est invariante par rapport à P, le phénomène observé n'est pas changé par une réflexion d'espace, c'est-à-dire que les probabilités de transition λ et λ' sont identiques :

$$\lambda = \lambda' \quad (\text{parité conservée})$$

Si l'interaction n'est pas invariante par rapport à P, le phénomène n'est pas invariant par une réflexion d'espace :

$$\lambda \neq \lambda' \quad (\text{parité non conservée})$$

Posons :

$$\begin{cases} \lambda = a + b \\ \lambda' = a - b \end{cases}$$

d'où :

$$a = \frac{\lambda + \lambda'}{2} \quad b = \frac{\lambda - \lambda'}{2}$$

Sous l'opération P :

$$\lambda \rightarrow \lambda' \quad \lambda' \rightarrow \lambda$$

donc

$$\begin{aligned} a &\rightarrow a & (\text{scalaire}) \\ b &\rightarrow -b & (\text{pseudoscalaire}) \end{aligned}$$

En résumé, si la parité est conservée, la probabilité de transition est un scalaire. Si la parité n'est pas conservée, la probabilité de transition est la somme d'un scalaire et d'un pseudoscalaire.

Expérimentalement, ceci se traduit par des asymétries dans les distributions angulaires des particules émises lors de la transition :

Exemple : désintégration du ^{60}Co .

Σ_1 est un noyau de cobalt 60, dont le spin est par exemple dirigé vers le haut. La symétrie par rapport à un plan inverse le spin sans changer la direction d'émission de l'électron par rapport à la verticale.

Si λ est la probabilité d'émission de l'électron sous l'angle θ avec la direction du spin (système Σ_2), λ' est la probabilité d'émission de l'électron sous un angle $\pi - \theta$ avec la direction du spin (système Σ_2).

Si l'interaction responsable de la désintégration ne conserve pas la parité : $\lambda \neq \lambda'$. Donc, pour mettre en évidence la non-conservation de la parité, il suffit de détecter une asymétrie avant-arrière (par rapport à la direction du spin du noyau) dans la distribution angulaire de l'électron.

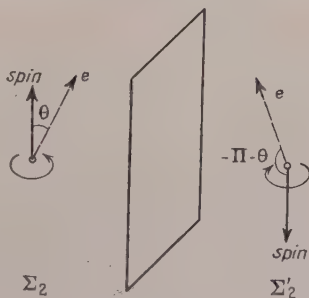


Fig. E.

Application à la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ —
Désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu$. — Si la parité n'y est pas conservée, la probabilité de transition doit contenir des termes pseudo-scalaires. Or elle est fonction des impulsions $\vec{p}_\pi$ et $\vec{p}_\mu$ des particules observables. Pour obtenir un terme pseudoscalaire, il faut introduire une autre grandeur, le pseudovecteur polarisation $\vec{s}_\mu$ du μ [on verra plus loin qu'en réalité il faut utiliser les quadrivecteurs $\underline{p}_\pi$ et $\underline{p}_\mu$ et le pseudoquadrivecteur $\underline{s}_\mu$ ($\underline{s}_\pi$ n'existe pas puisque le spin du π est 0) pour obtenir des quantités covariantes relativistes ; on verra aussi que $\underline{p} \cdot \underline{s} = 0$]. On peut alors former les pseudoscalaires $\underline{p}_\pi \cdot \underline{s}_\mu$ et $\underline{p}_\mu \cdot \underline{s}_\mu$. Or $\underline{p}_\mu \cdot \underline{s}_\mu = 0$. Donc si la parité n'est pas conservée, la probabilité de transition contient le terme $\underline{p}_\pi \cdot \underline{s}_\mu$ et dans le système du π au repos ce terme se réduit à $m_\pi s_0$, s_0 étant la quatrième composante du quadrivecteur $\underline{s}_\mu$. Or, on montre que, dans un système, on peut décomposer s en polarisation longitudinale et polarisation transversale et que seule la polarisation longitudinale a une quatrième composante non nulle ; on peut donc en déduire que, dans le système du π au repos, le μ est polarisé longitudinalement.

Désintégration $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$. — Un raisonnement analogue à celui du ^{60}Co montre que, si le μ est polarisé, la non-conservation de la parité conduit à une asymétrie dans la distribution angulaire de l'électron. Donc, l'existence de cette asymétrie suffit pour prouver la non-conservation de la parité dans la chaîne $\pi \rightarrow \mu + \nu$

$$\downarrow \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}.$$

II. — Désintégration $\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$.

On suppose que la désintégration se fait suivant le modèle de l'interaction universelle de Fermi pour les particules de spin $1/2$, c'est-à-dire l'interaction la plus simple où l'hamiltonien est linéaire par rapport aux champs des quatre particules. On montre que la probabilité de transition λ est linéaire par rapport aux impulsions et polarisations de ces particules.

Une façon simple de définir la polarisation d'un faisceau monocinétique de particules est de poser :

$$\vec{s} = \langle \vec{\sigma} \rangle$$

valeur moyenne du spin dans une direction donnée.

$\vec{s}$ est alors un pseudovecteur. Pour avoir des quantités covariantes relativistes, il faut prendre les quadrivecteurs : $\underline{d} = (E, \vec{p})$ et $\underline{s} = (0, \vec{s})$ (dans le système de la particule). On a vérifié que $\underline{p} \cdot \underline{s} = 0$.

A. — Calcul de la probabilité de transition.

On a vu que, si la parité n'est pas conservée, la probabilité de transition Λ est une somme de termes scalaires et pseudoscalaires construits avec les impulsions et les polarisations des quatre particules.

Si l'on ne fait apparaître que les grandeurs relatives au μ et à l'électron, on forme :

$$\begin{array}{ll} A_1 & \text{fonction de } \underline{p}_\mu, \underline{p}_e \\ A_2 & \text{»} \quad \underline{s}_\mu, \underline{s}_e, \end{array}$$

des termes pseudoscalaires :

$$\begin{array}{ll} B_1 & \text{»} \quad \underline{p}_\mu, \underline{s}_e \\ B_2 & \text{»} \quad \underline{p}_e, \underline{s}_\mu. \end{array}$$

Avec $\underline{p}_\mu, \underline{s}_\mu, \underline{p}_e, \underline{s}_e$, on forme deux termes différents :

un scalaire A_3 ;

un pseudoscalaire C_1 (fonction du déterminant des quatre grandeurs ci-dessus) :

$$\begin{array}{l} \Lambda = A_1(\underline{p}_\mu, \underline{p}_e) + A_2(\underline{s}_\mu, \underline{s}_e) + A_3(\underline{p}_\mu, \underline{s}_e, \underline{p}_e, \underline{s}_\mu) \quad \text{scalaires} \\ \quad + B_1(\underline{p}_\mu, \underline{s}_e) + B_2(\underline{p}_e, \underline{s}_\mu) + C_1(\underline{p}_\mu, \underline{p}_e, \underline{s}_\mu, \underline{s}_e) \quad \text{pseudoscalaires.} \end{array}$$

On mesure $\underline{p}_\mu, \underline{p}_e, \underline{s}_\mu$. On intègre sur toutes les quantités non observées, en particulier sur $\underline{s}_e$. La probabilité de transition se réduit alors à :

$$\lambda = A_1(\underline{p}_\mu, \underline{p}_e) + B_2(\underline{p}_e, \underline{s}_\mu).$$

Puisque $\underline{s}_\mu = (0, \vec{s}_\mu)$ on peut montrer que le second terme est proportionnel à :

$$\vec{p}_e \cdot \vec{s}_\mu = p_e f \cos \theta$$

où $\theta = \widehat{\vec{p}_e, \vec{s}_\mu}$ et f est le degré de polarisation du μ .

Donc $\lambda = a + b \cos \theta$ (a et b sont fonctions de l'énergie de l'électron). La vérification expérimentale de la présence du terme en $\cos \theta$ suffit donc à montrer que la parité n'est pas conservée dans cette désintégration.

(1) Nous sommes redevables à M. L. Michel des calculs du spectre d'énergie et de la distribution angulaire.

Calcul de λ . — Aux quatre particules :

$$\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$$

sont associés les quadrivecteurs :

$$\underline{P} \quad \underline{p} \quad q \quad q'$$

les masses sont :

$$\mu \quad m \quad 0 \quad 0$$

Les quadrivecteurs s'écrivent :

$$\underline{P} = (\mu, 0)$$

$$\underline{p} = (E, \vec{p})$$

$$q = (q, \vec{q})$$

$$q' = (q', \vec{q}')$$

on sait que la probabilité de transition par unité de temps est donnée par :

$$\lambda = \frac{(2\pi)^4}{\hbar} |t_{fi}|^2 \delta(\underline{P}_{\text{final}} - \underline{P}_{\text{initial}})$$

nous poserons $\mathcal{M} = |t_{fi}|^2$: c'est l'élément de matrice de transition, qui dépend du couplage des particules dans l'interaction.

Le calcul est classique : après intégration dans l'espace des phases sur les impulsions et énergies des neutrinos, on obtient :

$$\lambda = \frac{1}{2 \cdot (2\pi)^4} \cdot \frac{1}{\mu} dE d\Omega_e \int_{-p}^{+p} \mathcal{M}(u) du \quad \text{avec} \quad u = q - q'.$$

Calcul de $\mathcal{M}$. — On a vu que λ doit contenir des termes scalaires et pseudoscalaires fonctions des impulsions et polarisations des particules. Donc $\mathcal{M}$ doit être construit avec ces termes :

— Le spectre d'énergie ne dépend que des termes scalaires puisque l'intégration sur les angles fait disparaître les pseudoscalaires.

— La distribution angulaire de l'électron dépend à la fois des termes scalaires et pseudoscalaires.

α) SPECTRE D'ÉNERGIE DE L'ÉLECTRON. — On peut former les scalaires suivants :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{scal}} = & A (\underline{P} \cdot \underline{p}) (q \cdot q') \\ & + A' (\underline{P} \cdot q) (\underline{p} \cdot q') \\ & + A'' (\underline{P} \cdot q') (\underline{p} \cdot q) \\ & + B (\mu, m) (q \cdot q'). \end{aligned}$$

A, A', A'' et B sont des formes quadratiques des constantes de couplage des particules dans l'interaction.

Après intégration sur les neutrinos et en posant :

$$A + A' + A'' = Q$$

$$\frac{3}{4}(A' + A'') = \rho Q$$

$$B = \eta Q$$

on a la forme du spectre :

$$P(E) = \frac{Q\mu E^3}{96\pi^4} \left[3(W - E) + \frac{2}{3}\rho(4E - 3W) \right]$$

Cette forme du spectre est valable quels que soient les couplages intervenant dans l'interaction.

Q doit être défini positif, ce qui donne $0 \leq \rho \leq \frac{3}{2}$.

Pour définir les limites de ρ avec plus de précision, il faut savoir si les deux neutrinos émis sont différents (ν et $\bar{\nu}$) ou identiques (2ν ou $2\bar{\nu}$, ou obéissant à la théorie de Majorana selon laquelle il n'y a qu'une sorte de neutrino dans la nature).

a) *Les 2ν sont différents :*

L'expression de ρ en fonction des cinq constantes de couplage de l'interaction de Fermi (couplages scalaire, vecteur, tenseur, axial vecteur, pseudoscalaire, avec les constantes C_S , C_V , C_T , C_A , C_P) correspondant au groupement (μe) ($\nu\nu$) montre que :

$$\rho = \frac{3(C_V^2 + 2C_T^2 + C_A^2)}{C_S^2 + 4C_V^2 + 6C_T^2 + 4C_A^2 + C_P^2}$$

et :

$$0 < \rho < 1$$

b) *Les 2ν sont identiques :*

$$\rho = \frac{3C_A^2}{C_S^2 + 4C_V^2 + 6C_T^2 + 4C_A^2 + C_P^2}$$

et :

$$0 < \rho < 3/4$$

§) DISTRIBUTION ANGULAIRE DE L'ÉLECTRON.

On peut former les pseudoscalaires suivants :

$$\mathcal{M}_{p,s} = C\mu(\underline{p}, \underline{s})(\underline{q}, \underline{q}') + C'\mu(\underline{q}, \underline{s})(\underline{p}, \underline{q}') + C''\mu(\underline{q}', \underline{s})(\underline{p}, \underline{q})$$

C , C' et C'' étant encore des formes quadratiques des constantes de couplage ; on a :

$$\vec{p} \cdot \vec{s} = fp \cos \theta \quad (\underline{p} = \underline{p}_e, \underline{s} = \underline{s}_\mu).$$

Après intégration sur $\underline{q}$ et $\underline{q}'$ et en posant :

$$\begin{aligned} C + C' + C'' &= a \\ \frac{3}{4}(C' + C'') &= b, \quad \text{puis} \quad \begin{cases} \alpha = \frac{a}{Q} \\ \beta = \frac{b}{Q} \end{cases} \end{aligned}$$

$$G(E, \theta) = \frac{\mu E^2 Q f \cos \theta}{96\pi^4} \left[3(W - E) + \frac{2}{3} \beta(4E - 3W) \right].$$

Or, la distribution angulaire est $dN = [P(E) + G(E, \theta)] dE d\Omega_e$:

$$dN = \frac{Q\mu E^2}{96\pi^4} \left[3(W - E)(1 + \alpha f \cos \theta) + \frac{2}{3} (4E - 3W)(\rho + \beta f \cos \theta) \right] dE d\Omega_e$$

ρ , α et β dépendent de la nature du couplage (27). Il faut donc la déterminer.

B. — Le neutrino. Théorie à deux composantes.

On sait que son spin est $1/2$ (à cause de la conservation du moment angulaire, dans la radioactivité $\beta : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$).

Donc le neutrino doit obéir à l'équation de Dirac.

Sa masse peut être considérée comme nulle.

Équation de Dirac pour une particule de masse nulle. — Une particule libre de spin $1/2$ et de masse quelconque obéit à l'équation de Dirac :

$$(\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m)\psi = E\psi. \quad \psi \text{ a quatre composantes (1)}$$

On peut toujours (quel que soit m) mettre cette équation sous une forme différente : multiplions par γ_5 :

$$\begin{aligned} \text{(on a : } \gamma_5 \alpha = \alpha \gamma_5 \quad \text{et} \quad \gamma_5 \beta = -\beta \gamma_5, \quad \text{car} \quad \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4. \\ \text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \gamma_k = -i\beta \alpha_k \\ \gamma_4 = \beta \end{array} \right. \\ \text{et} \quad \gamma_5 = i\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3) \end{aligned}$$

$$(\vec{\alpha} \cdot \vec{p} - \beta m)\gamma_5 \psi = E\gamma_5 \psi. \quad (2)$$

Introduisons :

$$\chi = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi, \quad \tilde{\chi} = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi.$$

(1) + (2) donne :

$$\vec{\alpha} \cdot \vec{p} \chi + \beta m \tilde{\chi} = E \chi. \quad (3)$$

(1) — (2) donne :

$$\vec{\alpha} \cdot \vec{p} \tilde{\chi} + \beta m \chi = E \tilde{\chi}. \quad (4)$$

Le système des équations (3) et (4) est équivalent à l'équation de Dirac (1) mais, dans le cas d'une particule avec masse, ce système est plus compliqué que (1) (équations couplées).

Dans le cas $m = 0$ (neutrino) ces équations sont découplées :

$$\vec{\alpha} \cdot \vec{p} \chi = E \chi. \quad (5)$$

$$\vec{\alpha} \cdot \vec{p} \tilde{\chi} = E \tilde{\chi}. \quad (6)$$

Par ailleurs, il existe une représentation particulière où les χ n'ont en fait que deux composantes non nulles, à savoir la représentation :

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\vec{\sigma} \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_5 = - \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

qui donne :

$$\chi = \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \end{pmatrix}, \quad \tilde{\chi} = \begin{pmatrix} \psi_a \\ 0 \end{pmatrix} \quad \left(\text{avec } \psi = \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \end{pmatrix} \right)$$

on a bien entendu :

$$\psi = \chi + \tilde{\chi}.$$

Les équations du neutrino s'écrivent dans cette représentation :

$$-\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \psi_b = E \psi_b \quad (7)$$

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \psi_a = E \psi_a. \quad (8)$$

Tout ceci n'est que manipulation mathématique à partir de l'équation de Dirac et n'implique manifestement aucune hypothèse physique.

Dans le cas particulier où le neutrino est décrit par la seule fonction d'onde χ (c'est à-dire $\tilde{\chi} = 0$, $\psi = \begin{pmatrix} \psi_a \\ 0 \end{pmatrix}$) ou par la seule fonction d'onde $\tilde{\chi}$ ($\chi = 0$, $\psi = \begin{pmatrix} \psi_a \\ 0 \end{pmatrix}$), la projection du spin sur le moment, donnée par :

$$\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\vec{\sigma} \end{pmatrix}$$

est bien déterminée ; en effet :

$$\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\vec{\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \vec{\sigma} \psi_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\psi_b \end{pmatrix}$$

ce qui signifie que la fonction d'onde $\begin{pmatrix} 0 \\ \psi_b \end{pmatrix}$ est fonction propre de l'opérateur $\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}$ correspondant à la valeur propre -1 , autrement dit le spin est antiparallèle au moment. De même :

$$\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\vec{\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_a \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_a \\ 0 \end{pmatrix}$$

correspondant à la valeur propre $+1$, c'est-à-dire à un spin parallèle au moment.

Il résulte de ceci que des neutrinos décrits par χ seul ou par $\tilde{\chi}$ seul ne peuvent pas avoir un spin dirigé de façon quelconque par rapport à leur moment.

Hypothèse de Lee et Yang. — D'après Lee et Yang (21), les interactions entre particules élémentaires sont telles que les neutrinos produits ont toujours leur spin antiparallèle (ou parallèle) à leur moment ce qui, d'après ce qui vient d'être dit, signifie également qu'ils sont décrits par χ seul ($\tilde{\chi} = 0$; $\psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_b \end{pmatrix}$) (ou $\tilde{\chi}$ seul).

Le neutrino apparaît donc toujours sous la combinaison $\chi = \frac{1+\gamma_5}{2} \psi$.

On peut appeler $a = \frac{1+\gamma_5}{2}$ et $\bar{a} = \frac{1-\gamma_5}{2}$ opérateurs de projection sur les états de polarisation respectivement gauche et droite du neutrino.

Pour l'antineutrino ($E = -|\vec{p}|$) on voit que :

$\frac{1+\gamma_5}{2}$ correspond à des antineutrinos droits et

$\frac{1-\gamma_5}{2}$ correspond à des antineutrinos gauches.

Supposons qu'il n'existe, par exemple, que des neutrinos gauches et des antineutrinos droits. Cherchons comment ils se transforment, quand on leur fait subir une réflexion d'espace, puis une conjugaison de charge :

OPÉRATION PARITÉ P. — Un neutrino $\begin{matrix} \vec{s} \\ \vec{p} \end{matrix}$ peut, par hypothèse, être produit dans une interaction : effectuons une réflexion d'espace ; nous

aboutissons à un neutrino $\overleftarrow{s} \overrightarrow{p}$ qui, par hypothèse, ne peut être produit dans aucune interaction.

Donc les interactions en question ne conservent pas la parité.

OPÉRATION CONJUGAISON DE CHARGE : C. — a) *Un neutrino* (abréviation de neutrino-pouvant-être-produit-dans-une-interaction) obéit, on l'a vu, à :

$$-\overrightarrow{\sigma} \cdot \overrightarrow{p} \psi_b = E \psi_b,$$

un neutrino à énergie négative (ou antineutrino) obéit à la même équation, mais avec E négatif, c'est-à-dire $E = -|\overrightarrow{p}|$, il en résulte que pour un tel neutrino, on a :

$$\frac{\overrightarrow{p}}{|\overrightarrow{p}|} \cdot \overrightarrow{\sigma} \psi_b = \psi_b,$$

c'est-à-dire que son spin est parallèle à son moment.

b) *Partons d'une interaction qui produit un neutrino* $\overleftarrow{s} \overrightarrow{p}$; faisons l'opération conjugaison de charge C : nous aboutissons par définition à un « antineutrino » mais qui a encore $\overleftarrow{s} \overrightarrow{p}$, c'est-à-dire qui, par hypothèse, ne peut être produit dans aucune interaction. Donc les interactions en question ne sont pas invariantes dans C.

OPÉRATION P.C. — Effectuons simultanément une réflexion d'espace et une conjugaison de charge $P.C \times \overleftarrow{s} \overrightarrow{p} = \overleftarrow{s} \overleftarrow{p}$ qui est un antineutrino. Donc la théorie est invariante pour l'opération P.C. Si l'on considère des neutrinos droits et des antineutrinos gauches, on obtient les mêmes résultats.

Détermination de l'hélicité du neutrino. — Les expériences de :

- M. Goldhaber *et al.* (22),
- C. S. Wu *et al.* (11),
- Hermannsfeldt, Allen *et al.* (A³⁵) (23),
- Lauterjung, Schimmer et Maier-Leibnitz (Li⁸) (24),
- Burgov et Terekhov (Na²⁴) (25),
- Telegdi *et al.* (26),

ont montré que les couplages de la radioactivité β sont vecteur et axial-vecteur et que le mode de couplage est relié à l'hélicité du neutrino : les couplages V et A conduisent à des neutrinos gauches et des antineutrinos droits.

On peut donc dire, maintenant, que la polarisation du neutrino est gauche et celle de l'antineutrino droite ; et que la fonction d'onde du neutrino apparaît toujours sous la forme $\frac{1+\gamma_5}{2} \psi$.

— Conséquence pour la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu$

$$\longrightarrow e + \nu + \bar{\nu}.$$

1° DÉSINTÉGRATION $\pi \rightarrow \mu + \nu$. — On a les deux réactions :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

(puisque μ^- est défini comme la particule et μ^+ comme l'antiparticule et si l'on croit à la loi de conservation des leptons).

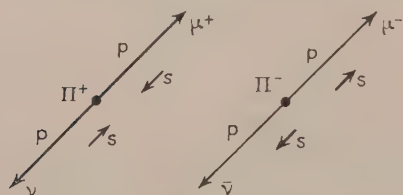


Fig. 1°.

Dans le système du π au repos, on peut schématiser la désintégration comme suit :

Le spin du π étant nul, on voit que :

— Le μ^+ a une polarisation circulaire totale gauche.

— Le μ^- a une polarisation droite.

2) DÉSINTÉGRATION $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$. — Le μ est polarisé. Donc dans le cas où les deux neutrinos sont émis dans la même direction, l'électron partant à l'opposé avec l'énergie maximum, ce dernier doit emporter le spin du μ ; il est donc aussi complètement polarisé.

Puisque la fonction d'onde du neutrino apparaît toujours sous la forme $\left(\frac{1 + \gamma_5}{2}\right)\psi$, nous allons pouvoir déterminer la nature des couplages dans l'interaction $\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$ supposée être l'interaction universelle de Fermi.

Le calcul montre que :

a) Si les deux ν émis sont différents : ν et $\bar{\nu}$, les couplages S, T et P disparaissent et le couplage subsistant est V-A.

b) Si les deux neutrinos émis sont identiques, les couplages V et A disparaissent et seuls restent les couplages S, T et P.

Conséquences pour la valeur de ρ . — 1° LES DEUX NEUTRINOS SONT DIFFÉRENTS. — L'expression de ρ en fonction de ces constantes montre que la seule valeur possible pour ρ est :

$$\rho = 3/4$$

2° LES DEUX NEUTRINOS SONT IDENTIQUES. — La seule valeur de ρ est :

$$\rho = 0$$

Or, la plupart des expériences récentes sont compatibles avec $\rho = 3/4$; aucune ne l'est avec $\rho = 0$ et l'on peut conclure que les deux neutrinos émis sont différents, que les seuls couplages existants sont les couplages vecteur et axial-vecteur et que $\rho = 3/4$.

Conséquences pour la distribution angulaire. — Lee et Yang ont calculé cette distribution, avec $\rho = 3/4$ et $C_s = C_T = C_P = 0$.

Si l'on appelle :

$$\xi = \frac{C_V C_A^* + C_V^* C_A}{C_V^2 + C_A^2} \quad (27)$$

$$(-1 < \xi < 1, \quad \text{et si} \quad C_A = -C_V, \quad \xi = -1)$$

la distribution angulaire normalisée peut se mettre sous la forme :

$$dN = E^3 \left\{ 3(W - E) + \frac{2}{3} \rho(4E - 3W) + \xi f \cos \theta [3(W - E) \cdot \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{4} (4E - 3W)] \right\} \frac{dE d\Omega_e}{4\pi}$$

En posant $\varepsilon = \frac{E}{W}$:

$$dN = \frac{\varepsilon^3}{2} [(3 - 2\varepsilon) - \xi f \cos \theta (1 - 2\varepsilon)] \frac{d\varepsilon d\Omega_e}{4\pi}$$

Donc si la parité n'est pas conservée (c'est-à-dire si le μ est polarisé : $0 < f < 1$), la distribution angulaire de l'électron n'est pas isotrope, mais il existe une asymétrie avant-arrière caractérisée par le paramètre $A = \frac{\xi f(1 - 2\varepsilon)}{(3 - 2\varepsilon)}$, dans le cas du neutrino à deux composantes.

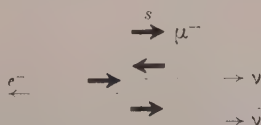
1° La variation de A en fonction de l'énergie ε de l'électron est bien déterminée et l'accord entre la variation expérimentale et cette détermination théorique doit permettre de tester la validité de la théorie de Lee et Yang.

2° Intégrons maintenant sur tout le spectre d'énergie :

$$dN = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\xi f}{3} \cos \theta \right) \frac{d\Omega_e}{4\pi}$$

Si $\xi = -1$, il doit y avoir une asymétrie vers l'arrière. Ceci peut être vérifié par le schéma suivant :

pour $\varepsilon = 1$, les 2ν partent dans le même sens à l'opposé de l'électron :



L'électron, jouant le même rôle que le neutrino dans l'interaction, doit

être polarisé à gauche et la conservation du spin implique que l'électron parte dans la direction opposée au spin du μ^- : l'asymétrie est donc bien vers l'arrière.

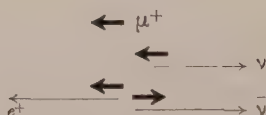
3° Tout au long de cet exposé, les calculs ont été faits pour l'électron. Pour les positrons, on peut vérifier que le produit $\vec{p}_e \cdot \vec{s}_\mu$ change de signe. On a alors $\lambda = P(E) - G(E, \theta)$ et l'expression de dN devient :

$$dN = \frac{\epsilon^2}{2} [(3 - 2\epsilon) + \xi f' \cos \theta (1 - 2\epsilon)] \frac{d\epsilon d\Omega_e}{4\pi}.$$

Intégrons encore sur tout le spectre d'énergie :

$$dN = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\xi f}{3} \cos \theta \right) \frac{d\Omega_e}{4\pi}.$$

Si $\xi = -1$, il doit y avoir asymétrie vers l'avant ; on peut encore le vérifier sur le schéma :



4° En pratique, on mesure l'angle entre $\vec{p}_e$ et le moment du μ au départ, dans $\pi \rightarrow \mu + \nu$, qui est parallèle au spin pour le μ^- et antiparallèle au spin pour le μ^+ .

Donc, pour le μ^+ et le μ^- , l'asymétrie dans la distribution de l'angle ($\vec{p}_e, \vec{p}_\mu$) doit être vers l'arrière si $\xi = -1$.

D'autre part, si $\xi = -1$ et $f = 1$, la valeur de A intégrée sur tout le spectre d'énergie est $A_{\text{total}} = -\frac{1}{3}$.

Donc, la connaissance de A_{total} permet de déterminer ξ . Mais s'il est facile de déterminer son signe (en vérifiant le sens de l'asymétrie), il est souvent difficile de déterminer sa grandeur, car on connaît mal le taux de dépolarisation due aux champs des noyaux dans les différents milieux utilisables.

Les résultats expérimentaux actuels donnent :

— $-1 < \xi < -0,81$: Lederman *et al.* (28).

— $f\xi = -0,89 \pm 0,06$, avec $f < 3$ p. 100 (Orear *et al.* (29)) qui donne une légère divergence avec la théorie conduisant au couplage V-A ⁽¹⁾.

(1) Dans tout cet exposé, les corrections dues aux pertes radiatives à l'émission ont été négligées. Il en sera tenu compte pour les résultats sur la valeur expérimentale de ρ .

CHAPITRE II

Conditions de mesure des électrons.

Pour déterminer la variation du coefficient d'asymétrie avec l'énergie, 900 désintégrations au repos $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ ont été examinées. Ces événements étaient répartis sur 3 plaques Ilford G5, d'épaisseur 1 000 μ , exposées au faisceau de π^+ de 40 MeV du synchrocyclotron de Chicago (30). Elles ont été soigneusement protégées de tout champ magnétique extérieur pendant l'exposition, pour limiter les perturbations de la polarisation du μ . La seule dépolarisation possible est alors due au milieu ralentisseur. Le facteur de dépolarisation a été mesuré dans différents milieux (31) ; pour l'émulsion, il est de l'ordre de 1/2.

Le dépouillement a été fait en recherchant le $\pi \rightarrow \mu$, et non le $\mu \rightarrow e$, afin d'éviter les erreurs systématiques dans la distribution angulaire.

1° Critères de sélection. — Les événements à mesurer ont été choisis d'après les critères suivants :

- 1) la désintégration $\pi\mu e$ est tout entière dans la même plaque ;
- 2) le μ s'arrête à plus de 50 μ des deux surfaces de l'émulsion ;
- 3) la longueur de l'électron dans la plaque est supérieure à 1 600 μ , et son inclinaison au départ inférieure à 15 p. 100.

Biais dus à ces critères — 1) La faible inclinaison imposée à l'électron au départ entraîne la perte de ceux dont l'énergie est faible. En effet, ils sont la plupart du temps très vite déviés de leur direction initiale par scattering. Nous avons essayé d'évaluer cette perte, afin de pouvoir en corriger le spectre. Pour ceci, nous avons fait un calcul très approximatif, mais qui s'avère suffisant car nous verrons que la correction à apporter est très faible.

Pour :

$$\begin{array}{ll} E = 5 \text{ MeV} & f = 3 \text{ p. 100} \\ E = 10 \text{ MeV} & f = 0,8 \text{ p. 100} \end{array}$$

La forme théorique du spectre permet de prévoir approximativement le nombre d'événements dans chaque domaine d'énergie : pour 900 événements mesurés, il doit y avoir environ entre 5 et 10 électrons de 5 MeV et une vingtaine de 10 MeV. On voit donc que le facteur de

perte calculé est très petit. Néanmoins, nous en tiendrons compte pour le calcul de ρ .

2) Le fait d'imposer la présence de la désintégration entière dans la plaque modifie légèrement la distribution angulaire : la plupart des μ utilisés sont ainsi peu inclinés et, comme les électrons choisis doivent être plats, on perd une partie des phénomènes où l'angle entre l'électron et le μ est voisin de 90° . Un calcul est fait plus loin, pour corriger le coefficient d'asymétrie.

2° Mesures. — Sur chaque événement, on a effectué deux sortes de mesures : mesure des angles et mesure de l'énergie.

a) Mesures d'angles. — L'objectif utilisé est un 53 Leitz, la projection de l'angle sur le plan de l'émulsion est mesurée au moyen d'un goniomètre Leitz. Pour avoir l'angle dans l'espace, on mesure l'inclinaison des deux traces, grâce à la vis micrométrique de profondeur. Pour corriger cette inclinaison de la contraction, on mesure l'épaisseur de la plaque, qui était de 1000μ avant contraction.

Connaissant les angles en projection et les angles avec le plan de l'émulsion, on restitue facilement l'angle dans l'espace à environ 1° près. L'incertitude sur le coefficient de contraction de l'émulsion ne diminue pratiquement pas cette précision, car les inclinaisons des traces sont en général très faibles et l'angle dans l'espace est très peu différent de l'angle projeté.

Ici, l'angle mesuré est l'angle $\theta = \widehat{\vec{p}_\mu, \vec{p}_e}$ (voir fig. 3, p. 1266), $\vec{p}_\mu$ et $\vec{p}_e$ étant les impulsions du μ et de l'électron à l'émission.

b) Mesures d'énergie. — On mesure le $p\beta c$ par la méthode de la diffusion multiple, en utilisant l'appareil décrit dans la première partie.

La cellule de mesure choisie est $s = 25 \mu$, $2s = 50 \mu$. C'est la cellule optima pour une énergie d'environ 35 MeV.

Le facteur de scattering est alors $K = 22,5 \text{ degrés} \times \text{MeV}$. La mesure est faite sur 30 cellules $2s$, correspondant à une erreur statistique de 15 p. 100

Quand l'énergie est inférieure à 15 MeV, la mesure est pratiquement impossible, car la trajectoire est trop sinueuse. D'autre part, on ne peut prendre une cellule beaucoup plus petite car il y aurait trop peu de grains sur la longueur d'une cellule et le pointé deviendrait très imprécis. Aussi, ces énergies ont été seulement estimées.

On a évalué les déformations dans diverses régions des plaques. Leur effet est négligeable dans la mesure de nos électrons.

CHAPITRE III

Résultats.

Le but essentiel des mesures est la détermination de la variation du coefficient d'asymétrie en fonction de l'énergie de l'électron. Ayant obtenu les énergies au départ de 900 électrons, il nous a paru intéressant de tracer aussi le spectre et de calculer le paramètre ρ . Ce chapitre contient donc trois parties :

- A. — Détermination du spectre et de ρ .
- B. — Asymétrie. Calcul du coefficient intégré sur tout le spectre et de sa variation en fonction de l'énergie.
- C. — Interprétation des résultats.

A. — Spectre d'énergie.

La forme générale donnée au chapitre I pour le spectre d'énergie est :

$$P(E) = \frac{4E^2}{W^2} \left[3(W - E) + \frac{2}{3} \rho (4E - 3W) \right] \quad (1)$$

où W est l'énergie maximum de l'électron. Connaissant W (dédit de la masse du μ , maintenant connue avec une bonne précision), on peut calculer ρ d'après la forme du spectre.

L'une des meilleures méthodes pour déterminer ce paramètre est la méthode des moments du spectre, qui sont des fonctions linéaires de ρ (32) :

$$m(k) = \int_0^W E^k P(E) dE.$$

Si l'on corrige le spectre pour tenir compte de l'erreur assez grande qui affecte les mesures d'énergie, on a alors la nouvelle valeur des moments (33) :

$$M(k) = L(k)(g + 2k\rho)$$

avec :

$$L(k) = l(k) \left(\frac{N}{2} \right)^{\frac{k}{2}} \frac{\Gamma\left(\frac{t-k}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{t}{2}\right)} \quad \text{et} \quad l(k) = \frac{4W^k}{3(3+k)(4+k)}$$

où N est le nombre de grandes cellules mesurées, Γ est l'intégrale eulérienne de deuxième espèce et $t = N - 1$.

L'expression de ρ devient :

$$\rho = \left[\frac{M(k)}{L(k)} - 9 \right] \frac{1}{2k} \quad (2)$$

et :

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{n} \left[\left(A(k) - 9 \right) \left(\frac{\rho}{k} + \frac{9}{4k^2} \right) - \rho^2 \right] \quad (3)$$

avec :

$$A(k) = \frac{\Gamma\left(\frac{t}{2}\right) \Gamma\left(\frac{t}{2} - k\right) a(k)}{\left[\Gamma\left(\frac{t-k}{2}\right) \right]^2} \quad \text{et} \quad a(k) = \frac{3}{4} \frac{(k+3)^2 (k+4)^2}{(2k+3)(2k+4)}.$$

Pour obtenir l'expression définitive de ρ adaptée aux conditions expérimentales, il faudra encore tenir compte des pertes par radiations.

Résultats expérimentaux. — Les énergies des 900 électrons ont été mesurées dans les conditions indiquées au chapitre II, avec une erreur constante de 15 p. 100 ; le spectre obtenu est représenté figure 1.

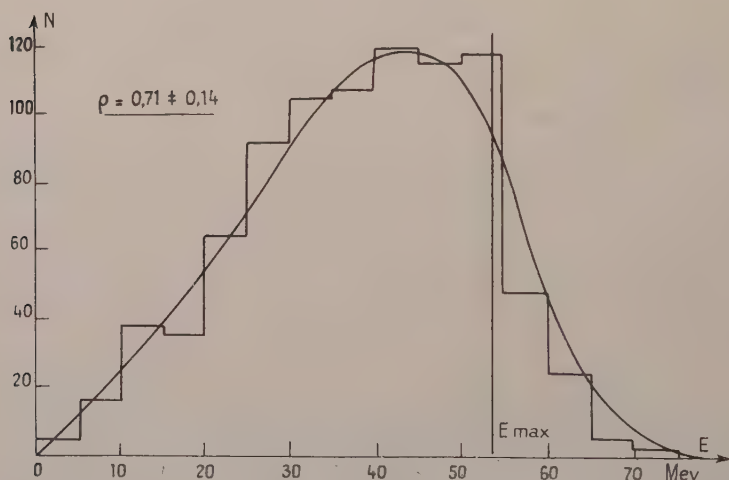


Fig. 1.

Les moments des deux premiers ordres ont été calculés et l'on a fait une première estimation grossière de ρ sans corrections. On trouve $\rho \simeq 0,6$. L'ordre de grandeur de ρ permet de déterminer la valeur de l'ordre du moment qui rend l'expression de σ_p^2 minima. Dans le cas présent, ce minimum est obtenu pour $k = 2$.

$$\rho = \left[\frac{M(2)}{L(2)} - 9 \right] \frac{1}{4}$$

$$L(2) = l(2) \binom{N}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{t}{2} - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{t}{2}\right)} \quad l(2) = \frac{2}{45} W^2$$

(les énergies sont exprimées en MeV, ainsi que W, énergie maxima).

Les électrons sont mesurés sur 1 600 μ avec des grandes cellules de 50 μ ; ce qui donne :

$$N = 30 \quad \text{et} \quad t = 29.$$

On en déduit $L(2) = 4W^2/81$. La valeur trouvée pour $M(2)$ est :

$$M(2) = 1\,577 \text{ (MeV)}^2.$$

Dans le calcul de $M(2)$, on a tenu compte du facteur de perte f calculé au chapitre II pour les électrons peu énergiques. W est déduit de la plus récente valeur de la masse du μ (34) :

$$m\mu = (206,9 \pm 0,11)m_e$$

$$W = 52,8 \text{ MeV.}$$

Finalement la valeur obtenue pour ρ est :

$$\rho = 0,596$$

Corrections de Bremsstrahlung. — La probabilité pour qu'un électron d'énergie E_0 ait son énergie réduite à E après un parcours t (exprimé en longueurs de radiation) est donnée par la loi de Bethe et Heitler :

$$w(E) = \frac{1}{E_0} \frac{\left(\log_e \frac{E_0}{E}\right)^{bt-1}}{\Gamma(bt)} \quad \left(b = \frac{1}{\log_e 2}\right)$$

En moyenne, $E = E_0 e^{-t}$.

On peut corriger le spectre en lui appliquant cette loi de probabilité. Les calculs utilisés sont ceux de J. Trembley (2). Pour $\rho = 0,596$, ils conduisent au résultat suivant :

$$\rho_{\text{corrigé}} = 0,67.$$

La valeur de ρ doit encore être corrigée pour les pertes radiatives à l'émission, c'est-à-dire la possibilité d'avoir la désintégration :

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + \gamma.$$

La correction à apporter à ρ est de 0,04, valeur déduite des calculs de Kinshita et Sirlin (35). D'où la valeur définitive de ρ :

$$\boxed{\rho = 0,71}$$

Erreur sur la valeur de ρ . — La valeur σ_ρ^2 donnée par la formule (3) contient uniquement l'erreur statistique, c'est-à-dire l'erreur due à l'imprécision des mesures de scattering et au nombre fini d'événements mesurés (900)

D'autres causes d'erreurs viennent limiter la précision sur la mesure de ρ :

— L'incertitude sur la masse du μ , qui intervient toutefois faiblement, car on connaît maintenant cette masse avec une bonne précision.

— Les fluctuations des pertes d'énergies par Bremsstrahlung.

— Et surtout l'incertitude sur la constante de scattering K qui devient assez catastrophique pour la connaissance de ρ .

On peut écrire :

$$\sigma_\rho^2 = (\sigma_\rho)_{\text{statis}}^2 + (\sigma_\rho)_{\text{Brem}}^2 + (\sigma_\rho)_{m\mu}^2 + (\sigma_\rho)_K^2$$

1° *Erreur statistique* : cette erreur est donnée par la formule (3) :

$$(\sigma_\rho)_{\text{statis}}^2 = 33 \cdot 10^{-4}.$$

2° *Erreur due aux pertes par radiation* :

$$(\sigma_\rho)_{\text{Brem}}^2 = 14,5 \cdot 10^{-4}.$$

3° *Erreur due à l'incertitude sur la masse du μ .*

Si $m_\mu = (206,9 \pm 0,11)m_e$:

$$(\sigma_\rho)_{m\mu}^2 = 3 \cdot 10^{-4}.$$

4° *Erreur due à l'incertitude sur la constante de scattering (36).*

Si l'on prend $\frac{\sigma_K}{K} < 2$ p. 100 on a :

$$\left(\frac{\sigma_\rho}{\rho}\right)_K = 18 \text{ p. } 100$$

et :

$$(\sigma_\rho)_K^2 = 144 \cdot 10^{-4}.$$

En définitive :

$$(\sigma_\rho)_{\text{total}}^2 = 33 \cdot 10^{-4} + 14,5 \cdot 10^{-4} + 3 \cdot 10^{-4} + 144 \cdot 10^{-4} = 194 \cdot 10^{-4}$$

et :

$$\sigma_\rho = 0,14$$

En conclusion :

$$\rho = 0,71 \pm 0,14$$

La courbe tracée sur la figure 1 représente le spectre théorique calculé pour $\rho = 0,71$ et corrigé pour tenir compte de la dispersion statistique des mesures d'énergie.

La valeur trouvée pour ρ est en bon accord avec les valeurs les plus récentes :

(37) Bonetti *et al.* (1956) $\rightarrow \rho = 0,57 \pm 0,14$ (plus récente valeur dans les émulsions).

(38) Lederman (1956) $\rightarrow \rho = 0,67 \pm 0,10$.

(39) W. F. Dudziak, R. Szfaben et J. Vesser, Berkeley (1958) :

$$\rightarrow \rho = 0,734 \pm 0,022.$$

Cette expérience donne un résultat tout à fait compatible avec $\rho = 3/4$ et incompatible avec $\rho = 0$.

B. — Variation du coefficient d'asymétrie de la distribution angulaire en fonction de l'énergie de l'électron.

L'expression obtenue au chapitre premier pour la distribution angulaire de l'électron positif est :

$$dN = \frac{\varepsilon^2}{2.4\pi} [(3 - 2\varepsilon) + \xi f(1 - 2\varepsilon) \cos \theta] d\varepsilon d\Omega \quad (4)$$

où ε est l'énergie de l'électron en unités W (énergie maxima).

On peut poser :

$$\frac{dN}{d\varepsilon d\Omega} \alpha I(\theta) = 1 + fa\xi \cos \theta = 1 + A \cos \theta \quad (5)$$

— où A est le coefficient d'asymétrie de la distribution :

$$A = fa\xi \quad \text{avec :} \quad a = \frac{1 - 2\varepsilon}{3 - 2\varepsilon}; \quad (6)$$

— ξ est une fonction des constantes de couplage C_A et C_V (voir chapitre premier).

$$\xi = \frac{C_V C_A^* + C_A C_V^*}{|C_A|^2 + |C_V|^2};$$

— f est la fraction de μ^+ non dépolarisés par chocs sur les noyaux de l'émulsion ou degré de polarisation ;

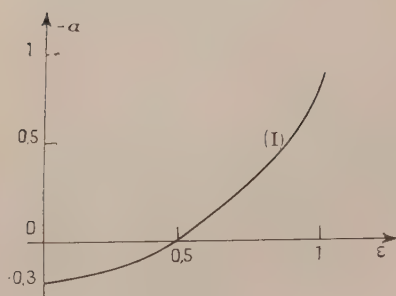


Fig. 2.

Données pratiques. — Pour chaque désintégration, on mesure l'angle dans l'espace entre le moment du μ et celui de l'électron, c'est-à-dire entre la direction du μ à son départ et celle de l'électron à l'émission (fig. 3).

— Lorsqu'on a mesuré θ pour toutes les désintégrations, il est simple de calculer A .

On a, en effet :

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta \rangle &= \frac{\int_1^{-1} (1 + A \cos \theta) \cos \theta d(\cos \theta)}{\int_1^{-1} (1 + A \cos \theta) d(\cos \theta)} \\ &= \frac{2A}{3} \cdot \frac{1}{2} = \frac{A}{3} \end{aligned}$$

et :

$$A = 3 \langle \cos \theta \rangle$$

Erreur sur A. — On peut écrire :

$$\sigma_A = 3 \sigma_{\langle \cos \theta \rangle}.$$

Or :

$$\sigma_{\langle \cos \theta \rangle}^2 = \frac{\langle \cos^2 \theta \rangle - \langle \cos \theta \rangle^2}{n}$$

— θ est l'angle entre l'impulsion du μ au départ et celle de l'électron également à l'émission :

$$\cos \theta = \cos (\vec{p}_\mu, \vec{p}_e).$$

L'expression (6) montre que la variation théorique de a est une fonction homographique de l'énergie. Cette variation est représentée figure 2, courbe (I).

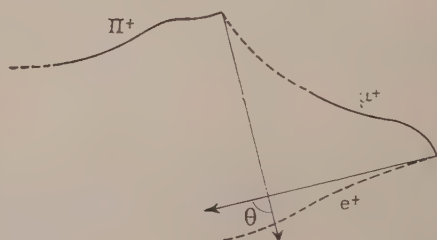


Fig. 3.

(n = nombre d'électrons).

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_1^{-1} (1 + A \cos \theta) \cos^2 \theta d(\cos \theta) = \frac{1}{3}$$

d'où :

$$\sigma_{\langle \cos \theta \rangle}^2 = \frac{1}{n} \left[\frac{1}{3} - \frac{A^2}{9} \right]$$

$$\sigma_A = \frac{3}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{3 - A^2}{9}}$$

or $A^2 \ll 3$:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{3}{n}}$$

Résultats expérimentaux. — 1° Calcul de A intégré sur tout le spectre. — La première grandeur à déterminer est la valeur du paramètre A intégré sur tout le spectre d'énergie. Cette valeur permet en effet d'apprécier le coefficient de dépolarisation (en supposant $\xi = -1$), et de transformer ensuite la courbe de variation de A pour en tenir compte.

La moyenne des $900 \cos \theta$ est :

$$\langle \cos \theta \rangle = -0,057$$

d'où :

$$A_{\text{total}} = -0,171 \pm 0,058$$

Toutefois, deux effets parasites viennent altérer la vraie valeur de A .

— Le choix d'électrons plats et de μ en général peu inclinés, qui implique la perte de la plupart des électrons émis à 90° . Un calcul permet d'apprécier la correction à apporter à la valeur de A : on trouve que cette valeur doit être relevée de 0,012.

— La perte d'une partie des électrons peu énergiques, due à la possibilité de grands angles de scattering les empêchant de répondre au critère d'inclinaison. Le calcul du coefficient de perte (chapitre II) montre qu'il faudrait ajouter à peu près 2 électrons à 5 MeV et 1 à 10 MeV, ce qui tend à diminuer A , mais d'une quantité absolument négligeable.

La valeur définitive de A est donc :

$$A_{\text{total}} = -0,183 \pm 0,058$$

La détermination de A permet de connaître la fraction de μ polarisés.

Sans dépolarisation ($f = 1$), la valeur de A intégré sur tout le spectre est $A = -0,33$.

Donc (toujours en supposant $\xi = -1$),

$$f = \frac{0,183}{0,33} = 0,554 \pm 0,17.$$

2° Variation de A avec l'énergie (40). — Les 900 événements ont été groupés par bandes d'énergie de 10 MeV, excepté au début du spectre où les électrons d'énergie comprise entre 0 et 15 MeV ont été rassemblés puisque ces énergies ont été seulement estimées. On a donc les intervalles suivants :

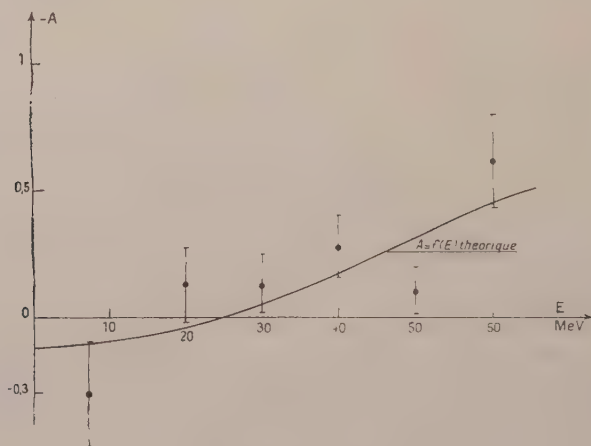


Fig. 4.

0-15 MeV, 15-25 MeV, 25-35 MeV, 35-45 MeV, 45-55 MeV, > 55 MeV. Pour chaque intervalle, on a calculé $\Sigma \cos \theta$ puis $\langle \cos \theta \rangle$, et enfin A .

Dans la bande d'énergie 0-15 MeV, les événements sont peu nombreux, à cause de la forme du spectre. Or il serait intéressant de déterminer avec précision cette partie de la courbe qui doit être négative. Dans ce but, nous avons essayé de faire une recherche systématique des électrons lents, puisqu'ils sont repérables à l'œil. Malheureusement, nous ne disposions que de 3 plaques très petites, et la plupart des électrons avaient déjà été repérés dans la recherche des 900 premiers. Parmi ces 900, il y avait 60 électrons d'énergie < 15 MeV ; on en a ensuite retrouvé 14. La détermination de $A_{0-15 \text{ MeV}}$ est faite avec ces 74 événements, mais pour le spectre d'énergie et la valeur de A total, seuls les 60 premiers ont été utilisés.

Les résultats sont présentés sur la figure 4. Les erreurs sont calculées d'après la formule précédemment démontrée, $\sigma_A = \sqrt{\frac{3}{n}}$.

Pour pouvoir comparer les résultats à une courbe théorique, il faut d'abord que celle-ci soit adaptée aux conditions expérimentales. C'est-à-dire qu'il faut corriger la courbe de la figure 2 pour :

- la dépolarisation,
- les pertes d'énergie par radiation,
- la dispersion des mesures d'énergie,
- le biais géométrique.

a) *Dépolarisation.* — Le degré de polarisation est $f = 0,55$. La courbe corrigée (b) est une courbe homothétique de la courbe de la figure 2 dans le rapport $\frac{0,55}{1}$ (fig. 5)

b) *Pertes par radiation.* — On suppose que les pertes se font suivant la loi de Bethe et Heitler :

$$w(E) = \frac{1}{E_0} \frac{\left(\log \frac{E_0}{E}\right)^{bt-1}}{\Gamma(bt)}$$

où $w(E)$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie initiale E_0 ait une énergie E après un parcours t exprimé en longueur de radiation. On calcule ensuite la correction apportée à la courbe (b). La courbe corrigée (b') a l'allure suivante (fig. 6).

c) *Dispersion des mesures d'énergie.* — On suppose que la répartition autour de la valeur moyenne de l'énergie est gaussienne. La courbe obtenue (b'') est représentée figure 7.

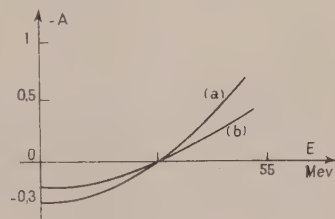


Fig. 5.

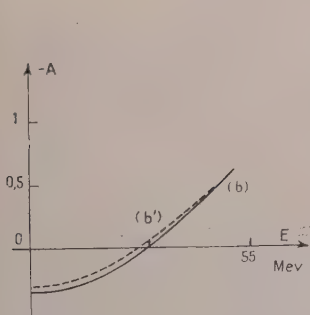


Fig. 6.

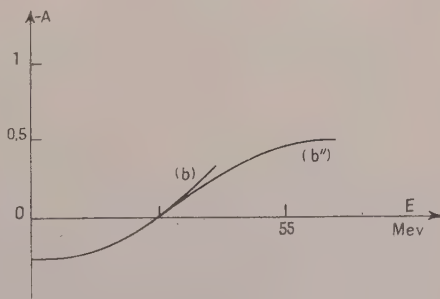


Fig. 7.

d) *Biais géométrique.* — La correction à apporter est très petite. Comme la courbe doit être comparée à des valeurs expérimentales

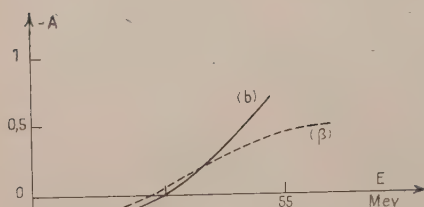


Fig. 8.

entachées d'erreurs assez grandes, il nous a paru superflu d'effectuer cette correction.

Donc en définitive, la courbe calculée, adaptée aux conditions expérimentales, est la courbe β (fig. 8). C'est celle qui est tracée figure 4 en même temps que les points expérimentaux.

C. — Interprétation des résultats.

I. Valeur de A total. Conclusions pour ξ . — La valeur trouvée pour A total :

$$A = -0,183 \pm 0,058$$

est en bon accord avec les résultats des expériences similaires :

	A
Chadwick et al. (13).	$-0,149 \pm 0,033$
Showlik et al. (14).	$-0,080 \pm 0,044$
Biswas et al. (15).	$-0,095 \pm 0,039$
Castagnoli et al. (17).	$-0,222 \pm 0,054$
Friedman et al. (16).	$-0,120 \pm 0,048$
Gurevich et al. (18).	$-0,120 \pm 0,039$

D'autre part, l'asymétrie observée est vers l'arrière, ce qui est en accord avec une valeur négative de ξ .

Si l'on ne fait aucune hypothèse sur la dépolarisation, on peut donner les limites de ξ ; on a :

$$\frac{\xi}{3} = -0,18.$$

En supposant :

$$f' = 1, \quad \xi = -0,55.$$

Les valeurs possibles de ξ sont donc :

$$-1 \leq \xi \leq -0,55$$

Pour une détermination plus précise de ξ , il faudrait mesurer la dépolarisation dans l'émulsion, ou la rendre beaucoup plus petite, en exposant des plaques soumises à un fort champ magnétique pour conserver l'orientation du spin du μ (Orear *et al.*) (29).

II. **Variation de Λ avec l'énergie.** — Pour savoir dans quelle mesure les résultats sont compatibles avec la courbe théorique adaptée à l'expérience, nous avons effectué un test χ^2 .

On dispose de 6 points, et comme la courbe utilisée tient compte de la valeur de Λ intégrée sur tout le spectre, χ^2 est une variable à 5 degrés de liberté.

Le calcul donne : $\chi^2 = 6,2$ ce qui correspond à une probabilité de 30 p. 100 pour que les résultats obtenus correspondent à la courbe théorique.

On observe en particulier le changement de sens de l'asymétrie prédit par la théorie pour les électrons d'énergie comprise entre 0 et $\frac{W}{2}$: en effet, pour les électrons d'énergie telle que $0 < E < 15$ MeV, la valeur de $-\Lambda$ est 1,5 écart-type en dessous de la valeur 0.

Comparaison avec les résultats d'autres travaux. — 1) *Domaine des faibles énergies.* — La valeur de Λ trouvée par I. A. Pless *et al.* (41) pour des électrons de faible énergie ($0 < E < 16$ MeV), dans une chambre à propane, est $-\Lambda = +0,02 \pm 0,06$. Cette valeur est beaucoup plus précise que la nôtre, et positive...

2) *Domaine des hautes énergies.* — Pour les électrons d'énergie $\frac{W}{2} < E < W$, les mesures de Lederman *et al.* (28) donnent des résultats compatibles avec la théorie.

3) *Résultats dans les émulsions.* — Les deux principaux travaux dans les émulsions sont ceux de :

a) Weissenberg et Smirnitsky (43), avec 580 événements. Les résultats sont compatibles avec la théorie, mais avec une précision encore moins bonne que la nôtre.

b) Castagnoli *et al.* (42), avec 1 001 événements, statistique à peu près équivalente à la nôtre. Les résultats sont compatibles avec les nôtres, avec une précision équivalente.

CONCLUSION

Le but de ce travail était de construire un appareil rendant très rapides les mesures de diffusion multiple, puis de l'utiliser à la détermination de la variation avec l'énergie de l'asymétrie dans la désintégration $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, travail nécessitant une grande statistique.

L'appareil construit, de principe et de réalisation simples, permet des mesures rapides et suffisamment précises.

L'utilisation de cette méthode pour la mesure des énergies d'électrons de désintégration de mésons μ polarisés a donné des résultats assez satisfaisants. La valeur trouvée pour le paramètre de Michel :

$$\rho = 0,71 \pm 0,14$$

est en bon accord avec les valeurs trouvées dans les expériences les plus récentes et avec la théorie de Lee et Yang selon laquelle $\rho = 3/4$. L'erreur assez grande qui entache cette valeur provient, non pas de la statistique, mais de la méthode elle-même : la constante de scattering est déterminée avec trop peu de précision pour que l'on puisse espérer obtenir des résultats beaucoup plus précis dans les émulsions.

Les résultats obtenus pour la variation du coefficient d'asymétrie A en fonction de l'énergie de l'électron tendent à confirmer la validité de la théorie du neutrino à 2 composantes. Les résultats obtenus jusqu'à présent sont compatibles avec cette théorie. Toutefois, il aurait été intéressant de grouper les résultats de la présente expérience avec d'autres portant sur des statistiques équivalentes (Castagnoli, Weissenberg), car la statistique nécessaire pour une détermination très précise de cette variation est tellement grande qu'il est très difficile à un expérimentateur de l'obtenir seul. Malheureusement, les différences entre les conditions des diverses expériences n'ont pu permettre de rassembler les résultats.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. J. WILLIAMS. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 568; *Proc. Roy. Soc.*, 1939, A **169**, 531; *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 292.
- (2) J. TREMBLEY. — *Thèse Paris*, 1953.
- (3) P. H. FOWLER. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 169.
- (4) K. GOTTSTEIN, M. G. K. MENON, J. H. MULVEY, C. O'COALLAIGH et O. ROCHAT. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 708.
- (5) B. D'ESPAGNAT. — *J. de Phys. et le Rad.*, 1952, **13**, 74.
- (6) E. PICKUP et L. VOYVODIC. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 91.
- (7) V. BRISSON-FOUCHÉ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1957, **245**, 1800.
- (8) M. COSYNS et G. VANDERHAEGUE. — *Bull. Cent. Phys. Nucl. Bruxelles*, 1950, n° 15.
- (9) A. ORKIN-LECOURTOIS. — *Thèse Paris*, 1955.
- (10) T. D. LEE et C. N. YANG. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 254.
- (11) C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPFES et R. P. HUDSON. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1413.
- (12) W. PAULI. — *Handbuch der Physik*, vol. **24**, 226-227.
- (13) G. B. CHADWICK et S. A. DURANI (*Preprint*).
- (14) N. BISWAS, M. CECCARELLI et J. CRUSSARD. — *Nuovo cimento*, 1957, **5**, 756.
- (15) B. BHOWLIK, D. EVANS et D. PROWSE (*Preprint*).

- (16) C. CASTAGNOLI, C. FRANZINETTI et A. MANFREDINI. — *Nuovo cimento*, 1957, **5**, 684.
- (17) J. FRIEDMAN et V. L. TELEGDI. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1687.
- (18) I. I. GUREVICH *et al.* — *J. E. T. P.*, 1957.
- (19) R. P. FEYNMAN et M. GELL-MANN. — *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 193.
- (20) L. MICHEL. — International conference on high energy physics at C. E. R. N. *Proceedings*, 1958, 154.
- (21) T. D. LEE et C. N. YANG. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1671.
- (22) M. GOLDBABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. — *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1015.
- (23) W. B. HERRMANNSFELDT, D. R. MAXSON, P. STÄHELIN et J. S. ALLEN. — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 641.
- (24) K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER et H. MAIER-LEIBNITZ. — *Z. Phys.*, 1958, **150**, 657.
- (25) N. A. BURGOV et YU. V. TEREKHOV (*To be published*).
- (26) M. T. BURGY, V. E. KROHN, T. B. NOVEY, G. R. RINGO et V. L. TELEGDI. — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1214.
- (27) C. BOUCHIAT et L. MICHEL. — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 170.
- (28) D. BERLEY, T. COFFIN, R. L. GARWIN, L. M. LEDERMAN et M. WEINRICH. — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 835.
- (29) G. LYNCH, J. OREAR et S. ROSENDORF. — *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 471.
- (30) J. I. FRIEDMAN et V. L. TELEGDI. — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1681.
- (31) M. WEINRICH. — C. U. 138-57-O. N. R.-110. *Physics*, Nevis cyclotron, Columbia.
- (32) H. BRAMSON, L. SEIFEST et W. W. HAVENS. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 304.
- (33) J. JOUVIN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1953, **237**, n° 2, 153.
- (34) K. M. CROWE. — *Nuovo cimento*, 1957, **5**, 3541.
- (35) T. KINSHITA et A. SIRLIN. — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 638.
- (36) Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT. — *Nuovo cimento*, 1950, **7**, 331.
- (37) A. BONETTI, R. LEVI-SETTI, M. PANETTI, G. ROSSI et G. TOMASINI. — *Nuovo cimento*, 1956, **4**, fasc. III, 33.
- (38) M. LEDERMAN, C. P. SARGENT et M. RENHART. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 885.
- (39) W. F. DUDZIAK, R. SAGANE et J. VESSER. — *U. C. R. L.*, Berkeley, 1958, 8202.
- (40) C. BESSON et V. BRISSON-FOUCHÉ. — *Nuovo cimento*, 1958, **X**, 1143.
- (41) I. A. PLESS, A. E. BRENNER, R. W. WILLIAMS, R. BIZZARI et R. H. HILDEBRAND. — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 159.
- (42) C. CASTAGNOLI, A. MANFREDINI et A. W. MERRISON. — *Nuovo cimento*, 1958, **9**, 186.
- (43) A. O. WEISSENBERG et V. A. SMIRNITSKY. — *Nuclear Physics*, 1958, **5**, 1-33.
- (44) M. BARDON, D. BERLEY et L. M. LEDERMAN. — *Phys. Rev. Let.*, 1959, **2**, 56.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Influence du soleil sur les rayons cosmiques.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 27 mai 1959.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

